

PACS numbers: 72.25.-b, 75.25.-j, 75.70.Ak, 75.75.-c, 81.40.Rs, 81.40.Wx, 85.75.Mm

Изменение магнитных характеристик магнитных наноплёнок и управление спиновым током с помощью лазерного излучения

Н. Н. Крупа, И. В. Шарай

*Институт магнетизма НАН и МОНМС Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36^а,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Для работы высокочастотных элементов спинтроники необходимы высокоскоростные системы управления намагниченностью материалов в локальной микрообласти. Решать эту задачу с помощью обычных магнитных систем крайне тяжело. Перспективным является использование коротких лазерных импульсов для управления спиновым током в многослойных магнитных плёнках. Лазерное излучение позволяет возбуждать ток вдоль лазерного луча и получать сильное магнитное поле за счёт обратного эффекта Фарадея. В данной статье описаны некоторые особенности эффекта увлечения электронов и рассмотрены механизмы перемагничивания магнитных наноплёнок под действием лазерного излучения; также приведены результаты исследований влияния нано- и пикосекундных лазерных импульсов на магнитные характеристики плёнок NiFe и проводимость туннельных контактов Tb₁₉Co₅Fe₇₆/Pr₆O₁₁/Tb₂₂Co₅Fe₇₃ и Co₈₀Fe₂₀/Pr₆O₁₁/Co₃₀Fe₇₀. Показано, что с помощью ультракоротких лазерных импульсов можно изменять структуру и магнитные характеристики тонких плёнок, изучить динамику их перемагничивания и управлять спиновым током в высокоскоростных устройствах спинтроники.

Для роботи високочастотних елементів спинтроники потрібні високошвидкісні системи керування намагнетованістю матеріалів у локальній мікрообласті. Вирішувати цю задачу за допомогою звичайних магнетних систем вкрай важко. Перспективним є використання коротких лазерних імпульсів для управління спиновим струмом у багатошарових магнетних плівок. Лазерне випромінення уможливило збуджувати струм вздовж лазерного променя й одержувати сильне магнетне поле за рахунок оберненого Фарадейового ефекту. У даній статті описано деякі особливості ефекту перетягування електронів і розглянуто механізми перемагнетування магнетних наноплівок під дією лазерного випромінення; також наведено результати дослідження впливу нано- й пікосекундних лазерних імпульсів на магнетні характеристики плівок NiFe та провідність тунельних контактів Tb₁₉Co₅Fe₇₆/Pr₆O₁₁/Tb₂₂Co₅Fe₇₃ і Co₈₀Fe₂₀/Pr₆O₁₁/Co₃₀Fe₇₀.

Показано, що за допомогою ультракоротких лазерних імпульсів можливо змінювати структуру та магнетні характеристики тонких плівок, досліджувати динаміку їх перемagnetування та керувати спіновим струмом у високошвидкісних пристроях спінтроники.

For the high-frequency components of spintronics, the high-speed systems to control magnetization of materials in the local microregions are required. Solving this problem, using conventional magnetic systems, is extremely difficult. Short laser pulses are promising to control the spin current in multilayer magnetic films. Laser radiation makes possible to excite the current along the laser beam and obtain a strong magnetic field due to the inverse Faraday effect. A given article describes some features of electron–photon drag effect and concerns the mechanisms of remagnetization of magnetic nanofilms under the laser irradiation. The results of studies of the effect of nanosecond and picosecond laser pulses on the magnetic properties of NiFe films as well as conductivity of the $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ and $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ tunnel junctions are presented. As shown, using the ultra-short laser pulses, one can change the structure and magnetic properties of thin films, study dynamics of their remagnetization, and control spin current in the high-speed devices of spintronics.

(Получено 27 сентября 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее быстро развивающейся областью науки и техники является спинтроника, которая базируется на процессах переноса спинового тока между элементами электронных устройств. При работе со спиновым током необходимо иметь инжекторы спинового тока, а также устройства управления ориентацией спинов электронов и элементы фильтрации спинового тока. Поэтому основной задачей теоретических и экспериментальных исследований в области спинтроники является поиск соответствующих материалов и методов активного управления степенями свободы спина электрона в твёрдотельных системах и разработка на их основе конструктивных схем и новых функциональных элементов. Фундаментальные исследования взаимодействия между спинами электронов и их окружением, исследования спинзависимого транспорта, спиновой динамики и релаксации в твёрдом теле не только важны с научной точки зрения, но именно от их успеха зависит успешное решение практических задач спинтроники.

Первые работы исследователей в области спинтроники были направлены на поиск магнитных материалов с высокой степенью спиновой поляризации. Среди материалов высокую степень поляризации спинов электронов при комнатной температуре имеют магнитные полуметаллы и магнитные полупроводники [1–4]. Од-

нако технология получения большинства из известных магнитных полуметаллов достаточно сложная и её трудно вписать в существующие технологические процессы микроэлектроники. Полупроводниковые соединения, как правило, немагнитные, а при сильном легировании магнитными примесями в них возникают неоднородности в виде кластеров. Поэтому, в устройствах спинтроники сегодня используются, и, скорее всего, будут использоваться в дальнейшем, металлические ферромагнетики, которые хотя имеют при комнатной температуре более низкую степень спиновой поляризации, однако обладают высокой проводимостью и стабильностью.

Управление спиновым током, обычно, осуществляется за счёт перемагничивания управляющих или фильтрующих элементов магнитным полем, создаваемым протекающим через специальные электроды электрическим током. Для высокочастотных элементов спинтроники нужны высокоскоростные системы управления намагниченностью в локальной микрообласти. Решать эту задачу с помощью традиционных магнитных систем достаточно сложно. Перспективным методом управления спиновым током является перемагничивание управляющих магнитных электродов за счёт пропускания непосредственно через эти электроды электрического тока. Протекающий между двумя магнитными электродами электрический ток создаёт не только хорошо известное магнитное поле, величина которого пропорциональна плотности переносимого электрического заряда, но и магнитное поле, которое возникает за счёт переноса магнитного момента поляризованными электронами [5, 6]. Кроме того, электрический ток может за счёт разогрева управляющего магнитного электрода выше точки Кюри переводить его в немагнитное состояние, что также изменяет условия протекания через него спинового тока.

Возбуждать электрический ток в устройствах спинтроники можно не только с помощью электрического поля, но и под действием лазерного излучения. Известно [7, 8], что в слабопоглощающих полупроводниковых кристаллах при облучении лазерным излучением электроны движутся по ходу лазерного излучения, т.е. в них возбуждается электрический ток. Этот эффект, который в российской литературе называют эффектом увлечения электронов светом, а в английской — «*photon drag effect*», возникает в твёрдых телах за счёт передачи импульса фотонов при их поглощении электронами. Понятно, что при взаимодействии лазерного излучения с массивными металлическими материалами эффект увлечения электронов также имеет место, однако вследствие большого коэффициента поглощения света его влиянием, как правило, пренебрегают. И хотя в некоторых теоретических работах [9, 10] рассматриваются особенности этого эффекта в металлах, экспериментальных исследований в данном направлении крайне мало. С другой стороны се-

годня установлено [11–13], что при облучении металлических образцов короткими лазерными импульсами наблюдается эффективный перенос атомов примеси из поверхности вглубь материала на расстояние, величина которого намного превышает длину тепловой диффузии. Для объяснения этих фактов привлекаются механизмы переноса, связанные с ударными или тепловыми волнами [12, 14, 15], возникающими при очень быстром разогреве приповерхностного слоя лазерным излучением. Мы считаем, что эффект увлечения электронов лазерным излучением может также играть существенную роль в такой лазерно-стимулированной диффузии атомов примеси в металлах, т.е. его можно использовать для эффективного легирования тонких полупроводниковых и металлических плёнок.

Особенно важно учитывать эффект увлечения электронов лазерным излучением при работе с многослойными металлическими наноплёнками. В этих наноплёнках под действием лазерных импульсов может не только возбуждаться электрический ток высокой плотности [16–18], но и генерироваться за счёт обратного эффекта Фарадея [19, 20] сильное магнитное поле. Все это говорит о перспективности использования лазерного излучения для управления спиновым током в устройствах спинтроники. Понятно, что из-за большого коэффициента поглощения света магнитными материалами лазерное излучение целесообразно использовать при работе с тонкими наноплёночными магнитными гетероструктурами, которые как раз и являются базовыми материалами для создания элементов и приборов спинтроники.

В данной статье мы хотим рассмотреть некоторые особенности эффекта увлечения электронов в многослойных наноплёнках и показать, что с помощью ультракоротких лазерных импульсов, можно изменять структуру и магнитные характеристики тонких магнитных плёнок, изучать динамику и процессы переноса спинового тока, а также использовать лазерное излучение для высокоскоростного управления спиновым током в устройствах спинтроники. Надеемся, что эти результаты будут полезными при изучении спинзависимых процессов в магнитных материалах и разработке новых элементов и приборов спинтроники.

2. ФОТОННОЕ ДАВЛЕНИЕ, ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПРИМЕСИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Давление света было предсказано Кеплером ещё в 1619 году и экспериментально доказано в начале прошлого века Лебедевым [21], Николсом и Халлом [22]. Однако широкое его изучение и использование в технологических разработках, по сути, началось со времени появления лазеров и публикации работ [7, 8], где был обнаружен

эффект увлечения электронов лазерным излучением. Этот эффект обусловлен тем, что при поглощении света фотон кроме энергии передаёт также и свой импульс электрону. Поэтому при переходе электронов из запрещённой зоны в зону проводимости или при внутризонном поглощении света электронами проводимости направлено движение электронов по ходу лазерного пучка. В результате в полупроводниках в области выхода лазерного пучка возникает повышенная неравновесная концентрация электронов, что приводит к разности потенциалов между входной и выходной поверхностью образца. Как уже говорилось, увлечение электронов лазерным излучением обусловлено тем, что при поглощении света фотон кроме энергии передаёт электрону и свой импульс. Поэтому при переходе электронов из запрещённой зоны в зону проводимости или при внутризонном поглощении света электронами проводимости возникает направленное движение электронов по ходу лазерного пучка, то есть возникает ток. Величина такого тока пропорциональна мощности лазерного излучения P и коэффициента поглощения света. Оценить плотность тока j , возбуждаемого лазерным излучением, можно используя следующие соотношения [7, 16]:

$$j = -e(1 - R)\alpha I \frac{n_0 \tau_p \gamma}{m_e c}, \quad j = -e(1 - R)\beta I^2 \frac{n_0 \tau_p \gamma}{2m_e c}, \quad (1)$$

где e и m_e — заряд электрона и его эффективная масса; c — скорость света; n_0 — показатель преломления полупроводника; I и ω — интенсивность и частота лазерного излучения; α и β — коэффициент однофотонного и двухфотонного поглощения лазерного излучения; τ_p — усреднённое время релаксации импульса электрона в зоне проводимости; $\gamma < 1$ — числовой коэффициент, который определяет эффективность передачи импульса фотона электронам.

В результате увлечения электронов лазерным излучением в области выхода лазерного пучка возникает повышенная неравновесная концентрация электронов, которая создаёт неравновесную разность потенциалов между входной и выходной поверхностью облучаемого образца. Для случая слабого примесного или двухфотонного поглощения лазерного излучения в полупроводниковых кристаллах эту разность потенциалов легко зарегистрировать в экспериментах по измерению появления фото ЭДС. Для случая сильного зона-зонного или внутризонного поглощения в металлах аналогичный результат можно получить, например, при импульсном лазерном облучении двухслойной туннельной плёночной наноструктуры. Высокая концентрация неравновесных электронов, возникающая в полупроводниках в области выхода лазерного пучка, может также вызывать дрейф заряженной примеси. Энергия электростатического взаимодействия заряженного атома примеси с полем простран-

ственного заряда неравновесных электронов W_e пропорциональна их концентрации N_e области выхода лазерного пучка, и соответственно пропорциональна плотности тока j и времени жизни этих электронов τ_e [23]. Из выражения (1) можно записать:

$$N_e \approx (1-R)\alpha I \frac{2\pi n_0 \tau_p \gamma}{h\omega}, \quad N'_e \approx (1-R)\beta I^2 \frac{2\pi n_0 \tau_p \gamma}{h\omega}, \quad (2)$$

что позволяет оценить величину энергии электростатического взаимодействия заряженного атома примеси W_e по выражениям:

$$W_e \approx N_e S_0 l_0 \frac{\varepsilon e^2}{4\pi \varepsilon_0 l} \approx (1-R)\alpha I e^2 \frac{n_0 r_0^2 l_0 \tau_p \gamma}{2\varepsilon_0 \varepsilon h \omega l},$$

$$W'_e \approx N'_e S_0 l_0 \frac{e^2 \varepsilon}{4\pi \varepsilon_0 l} \approx (1-R)\beta I^2 e^2 \frac{n_0 r_0^2 l_0 \tau_p \gamma}{2\varepsilon_0 \varepsilon h \omega l}, \quad (3)$$

где τ_p — усреднённое время жизни электронов в зоне проводимости, $S_0 = \pi r_0^2$ — площадь сечения лазерного пучка; l_0 — толщина области локализации пространственного заряда электронов; $l \gg l_0$ — расстояние между неравновесным зарядом электронов и ионизованным атомом примеси; ε — диэлектрическая постоянная полупроводника.

Даже при невысоких уровнях интенсивности лазерного излучения и малом значении коэффициента поглощения ($I = 100$ Вт/см² при $\alpha = 0,05$ см⁻¹ и $I \approx 10^4$ Вт/см² при $\beta \approx 10^{-2}$ см/МВт) получим при $\omega = 2 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, $\varepsilon = 4$, $R = 0,5$, $r_0 = 0,5$ см, $\tau_p = 10^{-10} - 10^{-11}$ с, $l = 1$ см, $l_0 = 0,01$ см и $\gamma = 0,8$ достаточно высокие значения для энергии электростатического притяжения однократно ионизированного атома примеси ($W_e \approx 0,3 - 3$ эВ и $W'_e > 1$ эВ). Такая энергия притяжения ионизированного атома примеси к области выхода лазерного пучка вполне достаточная для того, чтобы вызвать дрейф этого атома по ходу лазерного пучка, особенно для случая полупроводниковых кристаллов, где энергия активации движения одиночных атомов примеси мала (для атомов между узлами $W_a \approx 0,1$ эВ и для вакансии $W_a = 0,2 - 0,4$ эВ), и подвижность таких атомов сильно возрастает [24] с увеличением температуры T $\mu_i = A \exp\{-W_a/(kT)\}$.

Экспериментальные исследования взаимодействия лазерного излучения с полупроводниками показывают, что даже при невысокой интенсивности и слабом поглощении света лазерное излучение вызывает перераспределение примесей и дефектов в зоне облучения [23, 25–27]. Причём в таких монокристаллах как CdS и ZnSe после облучения непрерывным CO₂-лазером наблюдается существенно разные изменения в спектрах низкотемпературной люминесценции на входной и на выходной по отношению к лазерному излучению

поверхностях образцов, а также в некоторой группе кристаллов ZnSe на выходной поверхности появляется тёмное пятно [23, 25] (рис. 1).

Эффект увлечения электронов лазерным излучением и вызванный им дрейф заряженных атомов примеси должен иметь место и в металлах. Однако из-за большого коэффициента поглощения света и большой концентрации электронов проводимости в металлах наблюдать этот эффект крайне сложно. Хотя известно [11–13], что под действием коротких лазерных импульсов в металлах наблюдается перенос атомов примеси из поверхности вглубь материала на величину, которая намного превышает длину тепловой диффузии.

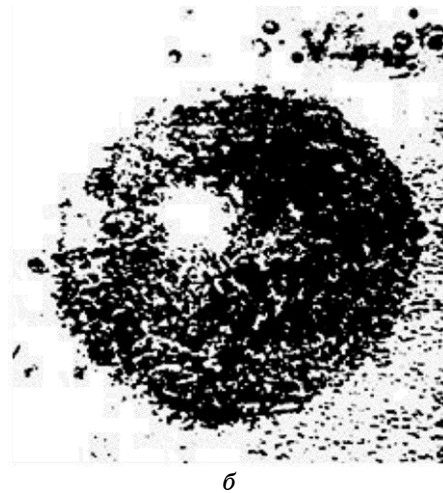
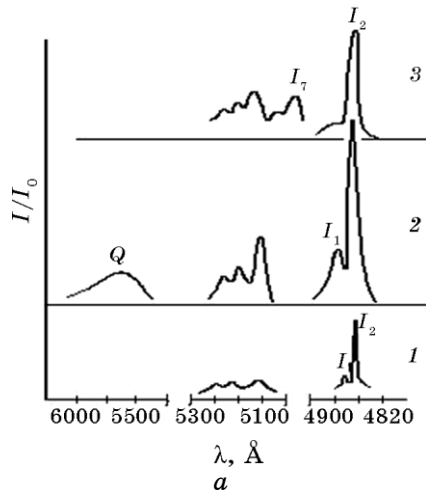
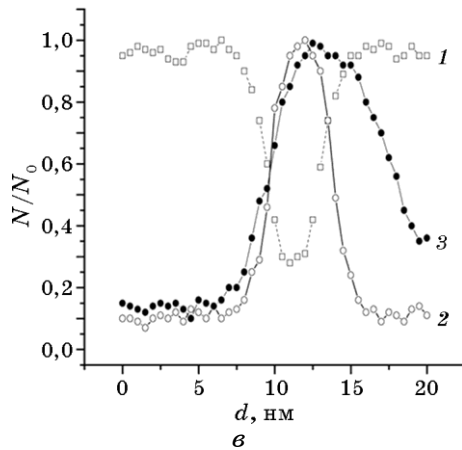


Рис. 1. Изменения в спектрах люминесценции кристалла CdS (а) при $T = 4,2$ К и фото тёмного пятна (б) на выходной поверхности кристалла ZnSe после облучения непрерывным CO_2 лазером $I = 200 \text{ МВт/см}^2$ и распределения концентрации висмута в плёнке краситель–висмут–краситель после облучения импульсом ($\tau_i = 20$ нс) рубинового лазера: (а) 1 — изначальный спектр, 2 и 3 — спектры после 10-минутного облучения CO_2 -лазером, 2 — спектр с входной и 3 — спектр с выходной поверхности кристалла; (в) 1 — концентрация углерода, 2 — концентрация висмута до облучения, 3 — концентрация висмута после облучения.



Для объяснения этих фактов обычно привлекают механизмы переноса, связанные с ударными или тепловыми волнами [12, 14, 15], возникающими при очень быстром разогреве приповерхностного слоя лазерным излучением не рассматривают эффект увлечения электронов. Исследования взаимодействия лазерного излучения с тонкими металлическими плёнками [28–30] также указывают на необходимость учёта эффекта увлечения электронов. Тонкие плёнки $h < 100$ нм прогреваются лазерным излучением, практически, однородно, и для них говорить о дрейфе атомов примеси в поле лазерного излучения за счёт градиента температур при нагреве до температуры ниже температуры плавления плёнки некорректно. В результате облучения даже одним наносекундным лазерным импульсом трёхслойных плёнок краситель–висмут–краситель и SiC–Bi–SiC с толщиной слоёв красителя и карбида кремния 10–40 нм и слоя висмута 6–10 нм наблюдается направленное движение атомов висмута по ходу лазерного пучка, что приводит к изменению функции распределения атомов висмута (рис. 1). Концентрация атомов висмута в выходном слое красителя и полупроводника по ходу лазерного пучка возрастает и почти не изменяется во входном слое как после облучения плёнки со стороны подложки, так и со стороны плёнки.

На основе полученных результатов можно утверждать, что мощные лазерные импульсы вызывают дрейф атомов висмута в слой полупроводник или краситель. Причиной такого дрейфа является электростатическое взаимодействие ионизированных атомов висмута с полем неравновесного пространственного заряда электронов, который создаётся в области выхода лазерного пучка за счёт увлечения электронов лазерным излучением. В исследуемых плёнках слой полупроводника и красителя практически прозрачны для лазерного излучения, а слой висмута его сильно поглощает. При поглощении лазерного излучения атомы висмута ионизируются и под действием кулоновского поля неравновесных увлечённых лазерным излучением электронов дрейфуют в направлении распространения лазерного пучка. Возбуждение лазерным излучением пространственного заряда электронов подтверждается и фотоэлектрическими измерениями.

Эффект увлечения электронов лазерным излучением также играет важную роль при взаимодействии мощных лазерных импульсов и с однослойными металлическими плёнками. Так после облучения поликристаллических плёнок пермаллоя наносекундными импульсами эксимерного лазера ($\lambda = 248$ нм) и Nd-ИАГ-лазера ($\lambda = 1064$ нм и $\lambda = 355$ нм) величина изменения характеристик плёнки сильно зависит от длины волны облучающих импульсов [30] (рис. 2). На рисунке представлены фотографии поверхности и сечения плёнки NiFe толщиной 500 нм после облучения наносекундными лазерными импульсами. Излучение Nd-ИАГ-лазера с гауссовским

распределением интенсивности в поперечном сечении (мода TEM_{00}) фокусировалось сферической линзой, а излучение эксимерного лазера с неоднородным распределением интенсивности излучения в поперечном сечении проходило через гомогенизатор и фокусировалось на плёнку. После облучения одним импульсом плёнка перемещалась на 250 мкм.

Результаты исследований показали, что в зоне облучения лазерным импульсом с интенсивностью меньшей порога разрушения, уменьшается шероховатость поверхности плёнки и увеличиваются размеры кристаллитов. Глубина изменения приповерхностного слоя плёнок NiFe после облучения импульсом эксимерного лазера больше чем для импульса Nd-ИАГ-лазера. При облучении этих плёнок однородным (гауссовским) пучком Nd-ИАГ-лазера ($\lambda = 355$ нм) на пороге расплава плёнки в приповерхностном слое формиру-

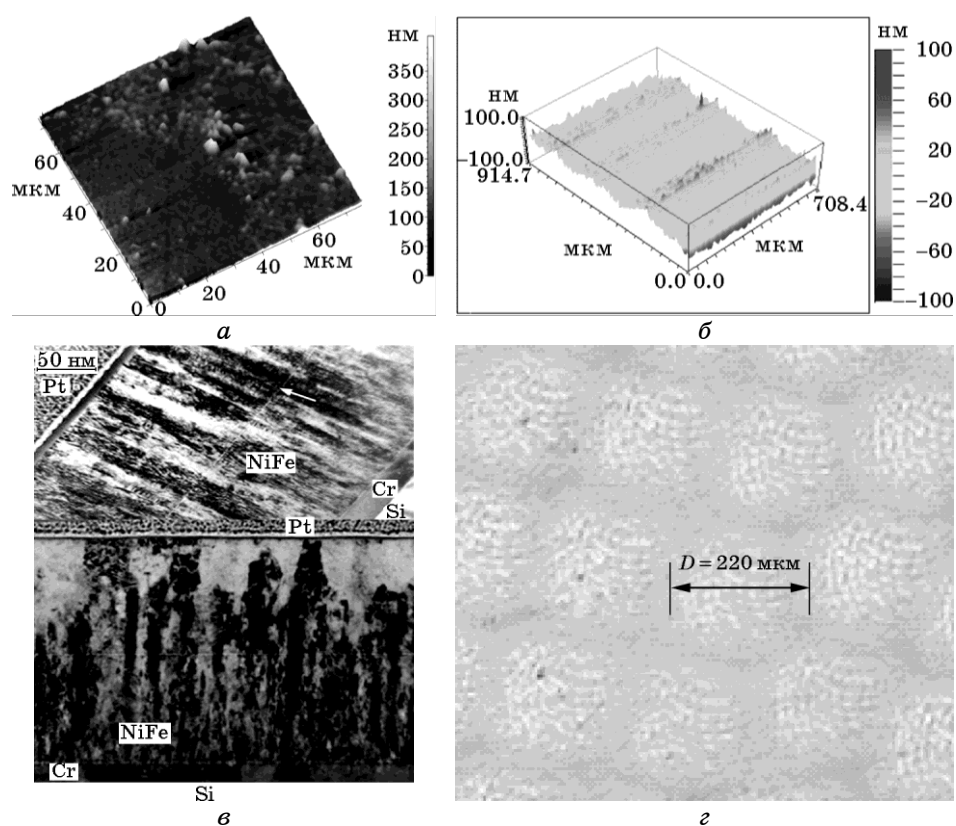


Рис. 2. Фотографии поверхности и сечения плёнки NiFe толщиной 500 нм после облучения наносекундным импульсом Nd-ИАГ-лазера с $\lambda = 355$ нм (*a* и *г*) и эксимерного лазера с $\lambda = 248$ нм (*б* и *в*); *в* — сечение плёнки по толщине: плёнка до облучения (вверху) и после облучения (внизу).

ются большие (около 10 мкм) примерно одинаковые кристаллы (рис. 2, *з*). Необходимо отметить, что при одинаковой интенсивности и длительности наносекундных лазерных импульсов импульсы с меньшей длиной волны излучения позволяют получить более сильное увеличение кристаллитов в зоне облучения плёнки, а также уменьшать величину шероховатости её поверхности. После облучения одним импульсом Nd-ИАГ-лазера с $\lambda = 1064$ нм уменьшение шероховатости поверхности и рекристаллизацию приповерхностного слоя плёнки трудно зафиксировать, в тоже время после облучения одним наносекундным импульсом с длиной излучения $\lambda = 355$ и $\lambda = 248$ нм изменения характеристик плёнки в зоне облучения хорошо видны.

Аналогичная зависимость от длины волны лазерного излучения наблюдается и при измерениях влияния лазерного облучения на магнитные характеристики плёнок пермаллоя. Результаты наших исследований показали, что облучение пермаллоидных плёнок толщиной 100–500 нм одиночными наносекундными лазерными импульсами даже при энергии импульса в два–три раза ниже энергии нагрева до температуры расплава вызывает сильные изменения магнитных характеристик плёнок. Петля перемагничивания облучённой плёнки сужается и становится более прямоугольной, а также увеличивается магнитная проницаемость μ и уменьшается коэрцитивная сила H_c плёнки (рис. 3).

Результаты измерений показывают, что для наносекундных импульсов всех лазеров ($\lambda = 1064$ нм, $\lambda = 355$ нм и $\lambda = 248$ нм) существует некая близкая по величине оптимальная плотность энергии $W_0 \approx 0,6$ Дж/см², при которой достигаются лучшие показатели магнитных характеристик исследуемой пермаллоидной плёнки (макси-

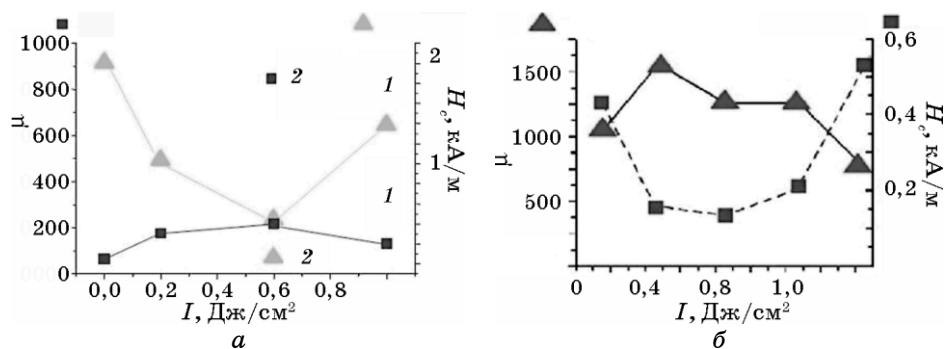


Рис. 3. Изменение магнитной проницаемости μ и коэрцитивной H_c плёнки NiFe толщиной 500 нм после облучения наносекундным лазерным импульсом: *a-1* — Nd-ИАГ-лазер ($\lambda = 1064$ нм); *a-2* — эксимерный лазер ($\lambda = 248$ нм); *б* — Nd-ИАГ-лазер ($\lambda = 355$ нм).

мальное значение μ и минимальное значение H_c). Однако абсолютная величина изменения магнитных характеристик плёнок для импульсов с большей энергией кванта намного больше. Так, для $\lambda = 1064$ нм μ увеличивается и H_c уменьшается примерно в два раза, а для эксимерного лазера с $\lambda = 248$ нм μ в плёнке увеличивается почти на порядок, а H_c уменьшается более чем в пять раз. Аналогичное изменение магнитных параметров плёнки наблюдаются после облучения наносекундным импульсом Nd-ИАГ-лазера с $\lambda = 355$ нм и гауссовским распределением интенсивности в поперечном сечении.

Наблюдаемые изменения магнитных характеристик пермаллоидной плёнки мы связываем с рекристаллизацией и значительным увеличением размеров кристаллитов в зоне облучения лазерными импульсами. При одинаковом механизме уменьшения шероховатости поверхности и механизме рекристаллизации плёнки при облучении лазерными импульсами, эффективность этих механизмов возрастает с увеличением энергии фотонов лазерного излучения. При температурах нагрева плёнки до температуры меньшей от температуры плавления это может быть связано с более высокой степенью ионизации атомов в области облучения, а также с сильным взаимодействием этих ионизированных атомов с пространственным зарядом неравновесных электронов, которые возникают за счёт увлечения электронов фотонами света. Мы считаем, что наблюдаемые факты связаны с различием в энергии фотонов.

3. СПИНОВЫЙ ТОК И ПЕРЕНОС МАГНИТНОГО МОМЕНТА В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНКАХ

Увлечение электронов лазерным излучением в магнитных материалах может приводить к ряду интересных магнитных эффектов. Это обусловлено тем, что обменное взаимодействие в ферромагнетиках вызывает расщепление зоны проводимости, из-за чего возникает различие в плотности состояний для электронов на уровне Ферми со спинами вдоль направления магнитного поля и против этого направления. Поэтому при увлечении электронов лазерным излучением электроны кроме электрического заряда дополнительно переносят магнитный момент [31, 32], т.е. в плёночной системе возникает спиновый ток. Из-за большого коэффициента поглощения лазерного излучения ферромагнетиком наблюдать и использовать это явление можно только в тонких наноплёночных системах. Перенос магнитного момента поляризованными электронами при облучении наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами двухслойной плёночной наноструктуры наблюдался нами в работах [17, 18, 33], где инжекция электронов из магнитного нанослоя в немагнитный слой вызывала его намагничивание в области выхода лазерного пучка.

Оценить величину неравновесной намагниченности M_s , которая возникает в немагнитном слое, можно через оценку средней плотности неравновесных поляризованных электронов N_{es} , инжектированных в этот слой, которые накапливаются в немагнитном слое и намагничивают его [32]. Длина свободного пробега $l_s \cong \tau_s v_e$ определяется через время релаксации спиновой поляризации τ_s и скорость инжектированных лазерным излучением электронов $v_e = \hbar k / (2\pi m_e^*)$ ($\hbar k / (2\pi)$ — импульс фотона лазерного излучения, m_e^* — эффективная масса электрона в магнитном слое). С учётом того, что обычно время спиновой релаксации поляризованных электронов в немагнитном материале значительно больше времени релаксации импульса $\tau_s > \tau_p$, величину плотности поляризованных электронов N_{es} в немагнитном слое и созданную ими неравновесную намагниченность M_s можно оценить как

$$N_{es} \approx (1 - R)\alpha I \frac{2\pi n_0 \tau_s \gamma \xi}{\hbar \omega}, \quad M_s \cong \mu_B N_{es} V_{es} \cong (1 - R)\alpha \mu_B I \frac{\pi n_0 r_0^2 \tau_s \tau_p \gamma \xi}{c m_e}, \quad (4)$$

где r_0 — радиус сечения лазерного пучка, V_{es} — объём локализации поляризованных электронов в немагнитном слое, $\xi < 1$ — коэффициент характеризующий эффективность прохождения электронами границы раздела между ферромагнитным и немагнитным слоем.

Из приведённых соотношений видно, что даже при не высокой интенсивности лазерного излучения $I = 10^5$ Вт/см², энергии фотона $\hbar\nu = 1$ эВ, $\alpha = 10^4 - 10^5$ см⁻¹, $R = 0,5$, $\tau_s = 10^{-9}$ с, $\xi = 0,8$, и $\gamma = 0,8$ величины средней скорости, плотности и длины свободного пробега поляризованных электронов, инжектированных лазерным излучением в немагнитный слой, достигают высоких значений: $v_e > 10^5$ см/с, $l_s \cong 10^3$ нм, $N_{es} = 10^{19} - 10^{18}$ см⁻³.

Экспериментальные исследования переноса магнитного момента поляризованными электронами, инжектированными из магнитных нанослоев в немагнитные нанослои за счёт эффекта увлечения лазерным излучением, является достаточно сложной задачей. Это связано с малым временем существования создаваемого в немагнитном слое неравновесного магнитного момента и его малой величиной из-за малости объёма V_{es} . Поэтому нужно использовать такие методы и подходы, которые бы давали возможность регистрировать слабый сигнал на фоне сильного шумового сигнала. Одним из лучших методов решения данной задачи является использование магнитооптической методики измерений. Измерения магнитооптических углов Керра и Фарадея позволяет получить высокую чувствительность, и дают возможность измерять эти углы в малой локальной области с большой скоростью. Величина угла Керра выражается через недиагональные элементы тензора оптической проводимо-

сти σ [34]:

$$\varphi_k - i\varepsilon_k \approx -\frac{4\pi}{\omega} \left(\frac{B\sigma_{1xy} + A\sigma_{2xy}}{A^2 + B^2} - i \frac{A\sigma_{1xy} + B\sigma_{2xy}}{A^2 + B^2} \right). \quad (5)$$

Здесь $A = n^3 - 3n\eta^2 - n$, $B = -\eta^3 + 3n\eta^2 - \eta$; φ_k — величина угла Керра, ε_k — величина угла поворота плоскости поляризации света, связанная с дихроизмом поглощения, $\sigma_{ixy}(\omega, M)$ — недиагональные элементы тензора проводимости, зависящего от частоты света и намагниченности среды, n и η — показатель преломления и коэффициент экстинкции.

В немагнитных металлах недиагональные элементы тензора проводимости σ_{ixy} равны нулю. Неравновесная намагниченность, возникающая из-за инжекции поляризованных электронов, приводит к тому, что в немагнитном слое проводимость становится тензорной величиной и элементы тензора проводимости σ_{ixy} не равны нулю. Из формулы Друде, связывающей оптическую проводимость в металлах с концентрацией электронов проводимости N , величину наведённого неравновесного угла Керра φ_e в немагнитном слое можно оценить по отношению концентрации N_{es} возбуждаемых лазерным излучением неравновесных поляризованных электронов к концентрации равновесных электронов N_0 :

$$\varphi_e \approx A\chi(\omega) \frac{N_{es}}{N_0}, \quad (6)$$

где $\chi(\omega)$ — магнитооптический коэффициент, зависящий от характеристик материала немагнитного слоя и частоты лазерного излучения, N_{es} — определяется формулой (8), A — коэффициент пропорциональности.

Величина неравновесного угла магнитооптического эффекта Фарадея θ пропорциональна неравновесной намагниченности M_s :

$$\theta_e = AKM_s l_s = (1 - R)\alpha_{\mu_B} A I K l_s \frac{\pi n_0 r_0^2 \tau_s \tau_p \gamma \zeta}{c m_e}, \quad (7)$$

где K — константа Кунда, которая зависит от свойств материала немагнитного слоя и частоты лазерного излучения, l_s — толщина слоя, A — коэффициент пропорциональности.

Для экспериментальных исследований лазерной инжекции в немагнитные нанослои неравновесных поляризованных электронов лучше использовать методику измерения полярного эффекта Керра, но при этом необходимо, чтобы направление поляризации инжектированных в немагнитный слой неравновесных электронов было параллельным к направлению распространения лазерного пучка. На практике это значит, что используемый в двухслойной

наноструктуре магнитный нанослой должен иметь большую энергию перпендикулярной анизотропии и быть намагниченным до состояния, близкого к состоянию насыщения.

Для работы с ультракороткими лазерными импульсами нами был разработан специальный стенд [35, 36], оптическая схема которого представлена на рис. 4. Пучок Nd-ИАГ-лазера 1 с гауссовским распределением энергии в поперечном сечении (TEM_{00}) проходил через поляризационную призму 2, разделялся 50% зеркалом 3 и направлялся 100% зеркалом 4 на специальный микрообъектив 5. Этот микрообъектив с числовой апертурой 0,45 фокусировал лазерное излучение на исследуемую область плёнки через подложку 6. С противоположной стороны плёнки в ту же область микрообъективом 7 с числовой апертурой 0,5 фокусировалось поляризованное излучение $\lambda = 630$ нм одномодового гелий-неонового лазера 8. Отражённое от плёнки излучение Nd-ИАГ- и гелий-неонового лазера с помощью 50% зеркал 3 и специальных интерференционных зеркал 9 направлялось на поляризационные призмы Сенармона 10, где расщеплялось на два пучка и регистрировалось фотодиодами считывания 11. Переставляя подложку можно направлять пучок Nd-

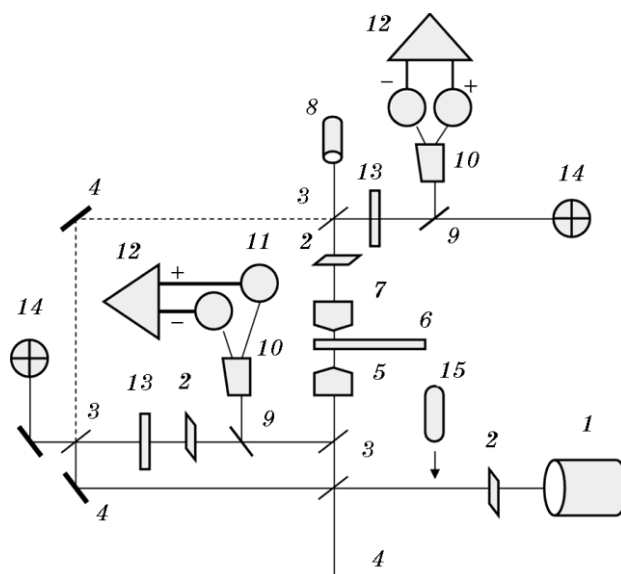


Рис. 4. Оптическая схема исследований: 1 — Nd-ИАГ-лазер; 2 — поляризатор; 3 — интерференционное зеркало; 4 — 100% -зеркало; 5 — стандартный микрообъектив; 6 — подложка с плёнкой; 7 — специальный микрообъектив; 8 — гелий-неоновый лазер; 9 — полупрозрачное зеркало; 10 — призма Сенармона; 11 — фотодиод считывания; 12 — дифференциальный усилитель; 13 — светофильтр; 14 — четырёхплощадочный фотодиод; 15 — компенсатор Бабинне.

ИАГ-лазера на плёнку с противоположной стороны. Подложка с плёнкой могла вращаться на оси высокоточного шпинделя на аэро-статическом подвесе со стабилизацией скорости вращения 10–300 оборотов в минуту. Вся оптическая система находилась на вибро-изолированном столе.

Электрические сигналы с фотодиодов считывания усиливались дифференциальными усилителями 12 и регистрировались двулучевым осциллографом. Временное разрешение системы регистрации составляло 3 нс. По величине сигнала с осциллографа определялся угол поворота плоскости поляризации лазерного излучения при отражении от плёнки. Переставляя местами, светофильтры 13 можно было направлять на призмы Сенармона отражённый или прошедший сквозь плёнку лазерный пучок. С фотодиодов 14 подавались сигналы на микроприводы системы автофокусировки, которая обеспечивала постоянную фокусировку микрообъективов 5 и 7 на поверхность плёнки. При исследовании динамики перемагничивания циркулярно поляризованным лазерным импульсом в систему устанавливался компенсатор Бабине 15.

Для достижения высокого временного разрешения с помощью 50% -зеркал 3 и 100% -зеркал 4 формировался зондирующий поляризованный пучок Nd-ИАГ-лазера. Это пучок с регулируемой задержкой по отношению к возбуждающему лазерному импульсу фокусировался в исследуемую область плёночной структуры, как со стороны возбуждающего пикосекундного импульса, так и с противоположной стороны плёнки. Угол поворота плоскости поляризации зондирующего излучения при отражении или проходе через плёнку определялся по изменению амплитуды сигнала, зарегистрированного фотодиодами считывания и осциллографом. Такой подход позволяет увеличить временное разрешение до половинной длительности зондирующего импульса.

Описанная методика использована нами при исследованиях многослойных нанопленок $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-Bi}$ и SiC-Fe-Au-Tb-SiC [17, 33]. Аморфные ферритмагнитные нанослои $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ имеют большую энергию перпендикулярной анизотропии и коэрцитивную силу [37, 38], что обеспечивает в них сохранность состояния намагниченности близкую к намагниченности насыщения и достаточно высокую степень поляризации электронов проводимости. Толщина слоёв $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ была 20–40 нм, Tb — 2–4 нм, Fe — 3–8 нм, Bi — 10 нм, барьерных слоёв Al_2O_3 и Au — 2–3 нм, и защитных слоёв Al_2O_3 и SiC — 40 нм.

Результаты наших исследований показали, что в момент облучения плёнок $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-Bi}$ наносекундными и пикосекундными импульсами Nd-ИАГ-лазера наблюдается дополнительный поворот плоскости поляризации излучения гелий-неонового лазера отражённого в зоне облучения с противоположной стороны

плёнки, величина которого зависит не только от интенсивности излучения Nd-ИАГ-лазера, но и от направления падения этого импульса на плёночную структуру (рис. 5).

Если импульс Nd-ИАГ-лазера падает на плёнку со стороны защитного покрытия Al_2O_3 , величина угла Керра для гелий-неонового лазера отражённого от слоя Bi в момент действия наносекундного импульса немного возрастает (рис. 5, *а* и 5, *б*). Когда наносекундный импульс падает на плёнку со стороны слоя Bi , то величина угла Керра для излучения гелий-неонового лазера, отражённого от слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\text{Bi}$ лазера, в момент действия этого импульса наоборот уменьшается (рис. 5, *в* и 5, *г*). В плёнках SiC-Fe-Au-Tb-SiC мы по-

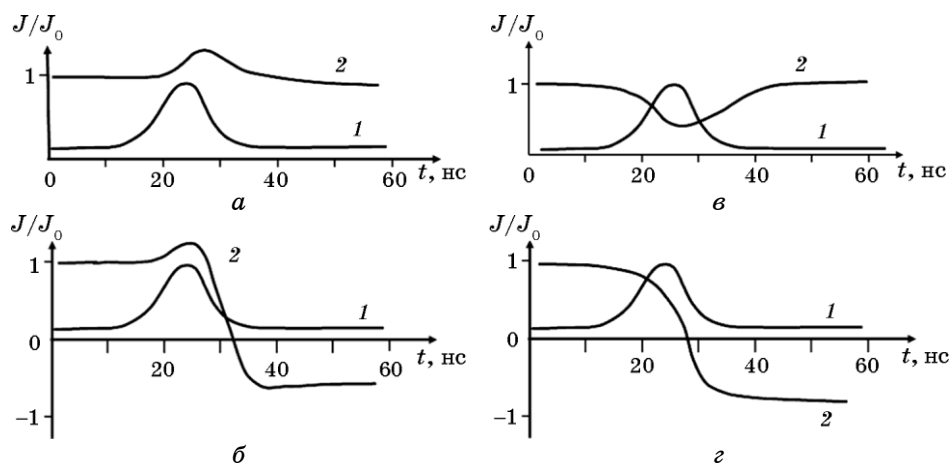
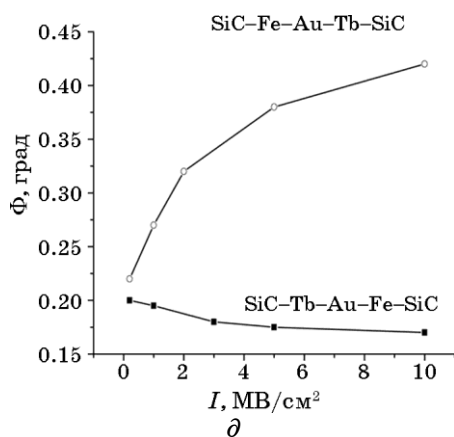


Рис. 5. Изменение фотоэлектрического сигнала J (*а-г* — кривая 2) для отражённого от плёнки $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-Bi}$ излучения гелий-неонового лазера при облучении наносекундными импульсами (*а-г* — кривая 1) Nd-ИАГ-лазера со стороны слоёв Al_2O_3 (*а* и *б*) и Bi (*в* и *г*) и изменение неравновесного угла Фарадея в плёнке SiC-Fe-Au-Tb-SiC (*д*) для наносекундных лазерных импульсов при облучении плёнки со стороны слоёв SiC-Fe (вверху) и SiC-Tb (внизу): *а* — интенсивность в импульсе Nd-ИАГ-лазера $I = 2 \text{ МВт/см}^2$, внешнее магнитное поле $H = 0$; *б* — $I = 8 \text{ МВт/см}^2$, $H = 100 \text{ кА/м}$; *в* — $I = 3 \text{ МВт/см}^2$, $H = 0$; *г* — $I = 10 \text{ МВт/см}^2$, $H = 100 \text{ кА/м}$; *д* — $H = 200 \text{ кА/м}$.



лучили, что для мощных наносекундных импульсов величина магнитооптического угла Фарадея изменяется с увеличением интенсивности излучения в импульсе. Причём такое изменение асимметрично по отношению к направлению падения лазерного импульса на плёнку (рис. 5, *д*). Когда лазерный импульс проходит последовательно нанослою железо–золото–тербий, величина угла Фарадея возрастает с увеличением интенсивности излучения в лазерном импульсе. Для противоположного направления (тербий–золото–железо) величина угла Фарадея с увеличением интенсивности слабо падает.

Приведённые данные экспериментальных исследований показывают, что лазерный пучок, проходя сквозь намагниченный железо–тербиевый или чисто железный нанослой за счёт увлечения электронов лазерным излучением, инжектирует поляризованные электроны в немагнитные нанослои висмута или золота и тербия, что приводит к возникновению в этих нанослоях неравновесной намагниченности. В результате в плёнке $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--Bi}$ при отражении от нанослоя висмута наблюдается неравновесный эффект Керра, а в плёнках $\text{SiC--Fe--Au--Tb--SiC}$ наблюдается увеличение угла Фарадея с увеличением интенсивности лазерного излучения. При падении лазерного импульса на плёнку $\text{SiC--Fe--Au--Tb--SiC}$ с противоположной стороны из немагнитного нанослоя тербия в нанослой золота и железа инжектируются неполяризованные электроны, которые могут только уменьшать величину угла Фарадея в этом случае.

4. ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПЛЁНОК ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Известно [39–41], что проводимость трёхслойной магнитной структуры G , состоящая из двух ферромагнитных нанослоев, разделённых между собой более тонким непроводящим немагнитным нанослоем (рис. 6), зависит от взаимной ориентации намагниченности в ферромагнитных слоях: $G = e^2 |T|^2 / h$. Здесь $|T|^2 = A(1 + P^2 \cos \theta) \exp(-2\kappa s)$ — коэффициент проводимости, который зависит от угла θ между направлениями намагниченности двух ферромагнетиков и плотности состояний $N(E) = f(\sigma = \uparrow, \downarrow)$ в ферромагнетике на уровне Ферми для электронов со спином $\sigma = \uparrow$ вверх и спином $\sigma = \downarrow$ вниз; $P = \{N_{\uparrow}(E) - N_{\downarrow}(E)\} / \{N_{\uparrow}(E) + N_{\downarrow}(E)\}$, $\kappa = \{2m^*(U - E_F)\}^{1/2} / \hbar$; s и U — толщина и высота барьера; e и m^* — заряд и эффективная масса электрона, A — коэффициент пропорциональности.

Изменять сопротивление рассмотренной магнитной туннельной структуры можно через изменение толщины барьера или распределения плотности состояний для электронов со спином вверх и вниз, а также изменяя относительные направления намагниченности в

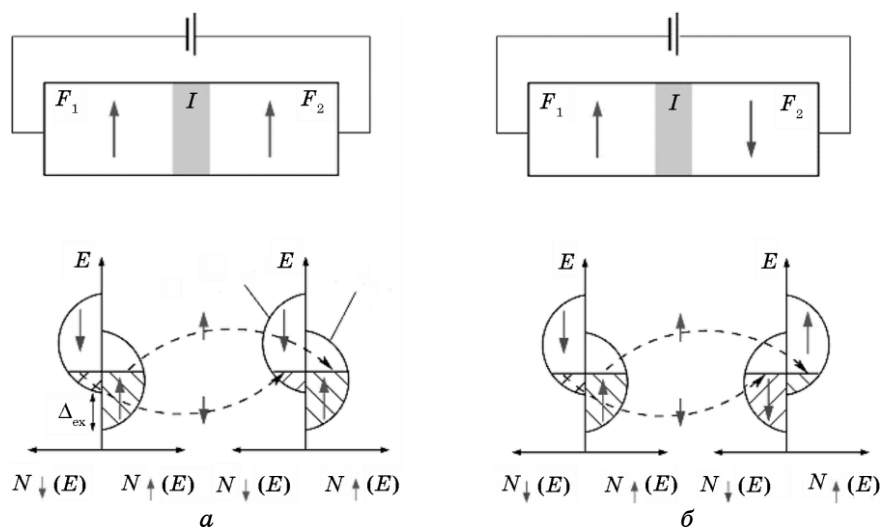


Рис. 6. Схема прохождения спинового тока через магнитную туннельную структуру.

ферромагнитных слоях. Толщина барьера и распределение плотности состояний для электронов в магнитных электродах, в основном, задаётся выбором материалов и технологическими параметрами используемой туннельной структуры, поэтому очень трудно быстро изменять значение этих характеристик с помощью внешних электромагнитных полей. Поэтому для высокочастотного управления спиновым током в элементах спинтроники используются магнитные системы, обеспечивающие изменение относительной ориентации намагниченности в магнитных электродах.

Рассмотрим основные механизмы перемагничивания магнитных нанопленок при облучении их лазерным излучением. Лазерно-индуцированное изменение спиновых состояний в магнитных материалах является нелинейным магнитооптическим эффектом, представляющим значительный научный и прикладной интерес при разработке технологии сверхбыстрой и плотной записи и воспроизведения информации. Это явление связано с непрямым тепловым и прямым нетепловым воздействием лазерного излучения, сопровождающимися электродипольными возбуждениями электронов с изменением их спинового состояния, возникновением эффективных магнитных полей размагничивания и магнитной анизотропии, а также соленоидальных токов зонных электронов [42–47].

При тепловом воздействии лазерный нагрев нанослоев вызывает снижение их коэрцитивной силы. Такой процесс перемагничивания хорошо известен и широко используется для магнитооптической записи информации [44, 48] в ферромагнитных плёнках с пер-

пендикулярной анизотропией, в которых наблюдается сильная зависимость магнитных характеристик от температуры. Времена лазерного теплового воздействия определяются временами спин-электронной и спин-фононной релаксации и лежат в масштабе наносекундных времён. Когда коэрцитивная сила магнитного нанослоя становится меньше напряжённости противоположно направленного внешнего магнитного поля H_0 , происходит его перемагничивание. Перемагничивание магнитных нанопленок с перпендикулярной анизотропией может происходить и без внешнего магнитного поля под действием размагничивающих магнитных полей H_{dm} , которые возникают в зоне действия лазерного излучения [18]. В этом случае величину размагничивающего поля в зоне нагретого до температуры близкой к температуре Кюри магнитного нанослоя с диаметром d_0 и толщиной h можно оценить на основе выражения:

$$H_{dm} \approx \frac{h}{d_0} H_a, \quad (8)$$

где H_a — коэрцитивная сила магнитного нанослоя. При $h = 20$ нм и $d_0 \approx 800$ нм и $H_a = 1,2 \cdot 10^5$ А/м получим $H_{dm} \approx 3 \cdot 10^3$ А/м, что вполне достаточно для перемагничивания нагретых до температуры близкой к температуре Кюри ферромагнитных плёнок с перпендикулярной анизотропией.

Более интересным и перспективным с точки зрения использования в спинтронике является нетепловое воздействие лазерного излучения на магнитные свойства плёнок. Наиболее сильное нетепловое влияние на магнитные характеристики магнитных нанослоев оказывают локальные магнитные поля, создаваемые лазерным излучением за счёт обратного магнитооптического эффекта Фарадея [19, 20, 49] и инъекции в этот слой большой концентрации неравновесных поляризованных электронов [18, 36]. Обратный магнитооптический эффект Фарадея пропорциональный квадрату напряжённости поля световой волны. При циркулярной поляризации лазерного излучения вследствие этого эффекта в среде возникает неравновесная намагниченность \mathbf{M}_i , направлена вдоль направления распространения лазерного пучка [19, 20] и индуцируется магнитное поле H_{Fi} , которое зависит от тензора магнитооптической восприимчивости χ_{ijk} , определяемой кооперативным эффектом взаимодействия лазерного излучения с локализованными и зонными электронами системы [42, 43]:

$$\mathbf{M}_i = \frac{\chi}{16\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \quad H_{Fi} = \chi_{ijk} [E_j(\omega)E_k^*(\omega) - E_k(\omega)E_j^*(\omega)], \quad (9)$$

где \mathbf{M}_i — лазером индуцированная намагниченность среды, \mathbf{E} —

вектор напряжённости электрического поля световой волны, χ — магнитооптическая восприимчивость среды.

Из выражения для намагниченности

$$M(t) = \left\langle \left\langle \bar{T} \exp \left((i/\hbar) \int_{t_0}^t dt' H_{\text{int}}(t') \right) S_z \left(\bar{T} \exp(-i/\hbar) \int_{t_0}^t dt' H'_{\text{int}}(t') \right) \right\rangle \right\rangle, \quad (10)$$

где S_z — проекция спина, \bar{T} и T — операторы хронологического усреднения, $H'_{\text{int}} = \exp((it/\hbar)H_0)H_{\text{int}}\exp(-(it/\hbar)H_0)$ — оператор взаимодействия системы с лазерным излучением в представлении взаимодействия, $H_0 = H_l + H_b + H_{s0}$ — гамильтониан со слагаемыми локализованных, зонных состояний и спин-орбитального взаимодействия соответственно, $\langle \dots \rangle$ — квантово-статистическое усреднение, следует, что лазером индуцированная намагниченность и величина χ_{ijk} находятся в прямой зависимости от величины спин-орбитального взаимодействия в системе.

Выражение для индуцированной намагниченности в общем случае получают из анализа гамильтониана взаимодействия циркулярно поляризованного электромагнитного поля со средой [20]. Для тонких магнитных проводящих плёнок значение величины намагниченности M_i и величины магнитного поля H_i , индуцированного лазерным излучением за счёт обратного эффекта Фарадея, можно найти из циркулярного тока, индуцированного лазерным излучением [49]:

$$\mathbf{M}_i = \frac{ie\mu\omega_p^2}{16\pi\omega^3 m_e^* c} [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \quad (11)$$

$$H_i = \frac{|\mathbf{M}_i|}{4\pi\mu_0} \approx \frac{e^3 N \mu E^2}{64\pi\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^3 (m_e^*)^2 c} \approx \frac{N e^3 \varepsilon \mu I}{16\mu_0 \varepsilon_0 \omega^3 (m_e^*)^2 c^2},$$

где I и ω — интенсивность и частота лазерного излучения $\omega_p = \{e^2 N / (\varepsilon_0 \varepsilon m_e^*)\}^{1/2}$ — частота плазменных колебаний в среде; e , m_e^* и N — заряд, эффективная масса и средняя концентрация электронов проводимости; ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость плёнки; c — скорость света. При $I = 10^9$ Вт/см², $e \approx 10^{-19}$ Кл, $N \approx 10^{22}$ см⁻³, $\mu = 10^3$ – 10^4 и $\omega = 10^{14}$ с⁻¹ напряжённость магнитного поля создаваемого за счёт обратного магнитооптического эффекта Фарадея может достигать значений $H_i = 10^5$ – 10^6 А/м. Характерные времена релаксации обратного нелинейного магнитооптического эффекта Фарадея лежат в интервале времён 10^{-13} – 10^{-14} с.

Направление вектора намагниченности изменяется с изменением направления вращения вектора поля циркулярно поляризованного электромагнитного излучения на противоположное, поэтому ис-

пользуя лазерное излучение с правовращающейся или левовращающейся циркулярной поляризацией можно намагнитить магнитный слой в направлении распространения лазерного пучка или против него. При этом интенсивность лазерного излучения должна быть достаточно высокой, такой чтобы генерируемое магнитное поле было больше коэрцитивной силы магнитного слоя. Генерируемое лазерным излучением за счёт обратного эффекта Фарадея магнитное поле может перемагничивать как одиночные нанослои, так и нанопленки состоящие из нескольких магнитных слоёв, суммарная толщина которых меньше обратного значения коэффициента поглощения лазерного излучения. Понятно, что магнитное поле обратного эффекта Фарадея наиболее эффективно перемагничивает магнитные плёнки с перпендикулярной анизотропией.

В отличие от обратного магнитооптического эффекта Фарадея механизм перемагничивания магнитного нанослоя за счёт инжекции в него большой концентрации неравновесных поляризованных электронов [5, 6] реализуется только в плёнках, состоящих из двух и более нанослоев. Первый по ходу лазерного излучения магнитный слой при этом должен быть источником поляризованных электронов, которые инжектируются во второй магнитный слой за счёт фотонного давления лазерного излучения. Эффективное магнитное SDE-поле \mathbf{H}_{sd} входит в уравнение перемагничивания вида Ландау–Лифшица [45, 46]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -g[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{sd}] + \frac{sI}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}_{cur}]] + \frac{a_G I}{M_0} [\mathbf{M} \times \mathbf{M}] \quad (12)$$

(\mathbf{p}_{cur} — спиновая поляризация зонных электронов, a_G — параметр затухания, связанный с затуханием в форме Гильберта, g — гиромагнитное отношение), определяющее динамику намагниченности, связанную с неравновесными спиновыми состояниями спин-поляризованных электронов, инжектируемых в магнитный слой. При достаточно мощном импульсном лазерном облучении спиновая поляризация электронов, инжектируемых из высоко- в низкокоэрцитивный магнитный слой, может оказаться достаточной для изменения знака намагниченности, т.е. перемагничивания этого слоя.

Спин-поляризованный ток электронов создаёт магнитное поле $\mathbf{H}_{sd} = \mathbf{H}_j + \mathbf{H}_s$, которое состоит из хорошо известного поля электрического тока $H_j = k_j j$ пропорционального плотности тока инжекции, и поля, созданного локальной неравновесной намагниченностью, которая пропорциональна суммарному магнитному моменту спинов инжектированных электронов $M_s = kS = k\gamma \sum s$ [20]. Магнитное поле электрического тока H_j действует в плоскости магнитного нанослоя, а поле спинового момента H_s в зависимости от направления намагниченности первого магнитного слоя может лежать как в плоскости второго слоя, так и перпендикулярно к ней. Сравнение

этих двух величин показывает [5], что $H_j/H_s \approx kr_0$, где r_0 — радиус лазерного пучка.

Используя выражения для плотности тока увлечённых электронов (1), можно получить выражения для H_j и H_s :

$$H_j = -A_j e \alpha (1 - R) I h_0 \frac{n_0 \tau_p \gamma \xi}{2m_e c}, \quad H_s = -A_s e \alpha (1 - R) I \mu_B \frac{n_0 \tau_p \gamma \eta \xi}{2\mu_0 m_e c}, \quad (13)$$

где h_0 — толщина магнитных слоёв, $\gamma < 1$ — коэффициент характеризующий степень поляризации электронов в первом магнитном слое, μ_B и μ_0 — магнетон Бора и абсолютная магнитная проницаемость, A_i — коэффициент размагничивания.

Магнитные поля H_j и H_s по разному направлены: вектор поля электрического тока лежит в плоскости плёнки, а направление вектора поля суммарного спинового момента инжектированных электронов из первого магнитного слоя задаётся направлением намагниченности этого слоя. При $I = 1$ МВт/см², $\alpha = 10^5$ см⁻¹, $R = 0,5$, $n_0 = 2$, $\tau_p = 10^{-10}$ с, $A_i = 0,05$ и $\gamma = 0,5$, $\eta = 0,5$, $h_0 = 10^{-6}$ см и $\xi = 0,5$ мы получаем значения $H_j > 2 \cdot 10^6$ А/м и $H_s > 10^6$ А/м, что обычно намного больше величины коэрцитивной силы большинства магнитных нанослоев.

Динамика намагниченности \mathbf{M} при лазерном облучении магнитных наноплёнок описывается макроскопическим уравнением Ландау–Лифшица вида [43]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}], \quad (14)$$

где $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{term}} + \mathbf{H}_{\text{an}} + \mathbf{H}_{\text{dem}} + \mathbf{H}_F + \mathbf{H}_{\text{sd}}$ со слагаемыми, описывающими соответственно эффективные магнитные поля, теплового воздействия, фотоиндуцируемой анизотропии, размагничивания, обратного эффекта Фарадея и обменного s - d -взаимодействия лазерно-инжектируемых неравновесных спинов в порядке их следования. Равновесная магнитная ориентация соответствует условию $d\mathbf{M}/dt = \mathbf{0}$.

Как видно из (14), изменение знака эффективного магнитного поля в момент действия мощных лазерных импульсов поля за счёт любого из выше описанных механизмов может приводить к изменению направления вектора намагничивания в облучаемом магнитном нанослое.

5. УПРАВЛЕНИЕ СПИНОВЫМ ТОКОМ С ПОМОЩЬЮ НАНОСЕКУНДНЫХ И ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Для создания высокочастотных элементов спинтроники нужны высокоскоростные системы управления намагниченностью в локальной микрообласти. Решать эту задачу с помощью традиционных

магнитных систем достаточно сложно. Интересная возможность управления спиновым током представляется при перемагничивании магнитных неоднородных наноструктур спиновым током [5, 6], который возбуждается с помощью внешнего электрического поля. Как было показано выше, лазерное излучение позволяет с высокой скоростью перемагничивать магнитные плёнки и его можно использовать для быстродействующего управления спиновым током. Понятно, что при этом необходимо не только разрабатывать конструкцию спиновых элементов, но задавать длительность, интенсивность и поляризацию управляющего лазерного излучения.

Для выяснения всех этих вопросов мы провели экспериментальные исследования динамики перемагничивания нанослоев в плёнках с одним магнитным слоем $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ и двумя магнитными слоями $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{80}Fe_{20}/Pr_6O_{11}/Co_{30}Fe_{70}$. Кроме того, изучалось влияние коротких лазерных импульсов на величину туннельного магнетосопротивления (ТМР) микроконтактов $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{80}Fe_{20}/Pr_6O_{11}/Co_{30}Fe_{70}$. На эксперименте использовались магнитные плёнки двух типов: плёнки с перпендикулярной анизотропией $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ и $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$, а также плёнки с одноосной плоскостной анизотропией намагниченности $Co_{80}Fe_{20}$ и $Co_{30}Fe_{70}$. Плёнки наносились методом магнетронного напыления на пластинки 10×14 мм и на диски диаметром 110 мм из оптического плавленого кварца толщиной 1,2 мм. Магнитные слои защищались покрытием из Al_2O_3 толщиной около 40 нм. Толщина слоёв $TbCoFe$ и $CoFe$ составляла 20 нм, а барьерного нанослоя Pr_6O_{11} — 2–3 нм. Туннельные контакты $Co_{80}Fe_{20}/Pr_6O_{11}/Co_{30}Fe_{70}$ и $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ площадью меньше $S = 20$ мкм² изготавливались методом фотолитографии на пластинках размером 10×14 мм. На край пластинки наносилась платина, через которую подводился ток к туннельным контактам $TbCoFe$ и $CoFe$. Зона туннельного контакта и проводящие магнитные полосы также защищались покрытием из Al_2O_3 толщиной около 40 нм. Перед измерениями проводилось тестирование микроконтактов, и отбирались микроконтакты с высоким, близким по величине значением туннельного сопротивления.

Аморфные ферромагнитные плёнки $Tb_{22}Co_5Fe_7$ и $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$, состав которых близкий к составу в точке компенсации $Tb_{22}Fe_{78}$, имеют большую энергию перпендикулярной анизотропии и коэрцитивную силу [17–19], величина которой сильно падает с приближением к температуре Кюри ($T \approx 450$ К). Значительная коэрцитивная сила обеспечивает в этих плёнках долговременную сохранность состояния намагниченности близкую к намагниченности насыщения даже при отсутствии внешнего магнитного поля. Такие характеристики железо-тербиевых аморфных плёнок позволяет использовать их не только как среды для записи информации лазерным излучением [44, 48], но

и как материал для создания инжекторов спинового тока [50]. Ферромагнитные плёнки CoFe в намагниченном состоянии также обладают достаточно высокой степенью поляризации электронов, и коэрцитивная сила нанослоев $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ из-за различия состава заметно отличается. При напылении этих слоёв подложка находилась в постоянном магнитном поле, что давало нам возможность получать плёнки $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ с малой угловой дисперсией ($\Delta\alpha \approx 3^\circ$) одноосной анизотропии намагниченности в плоскости.

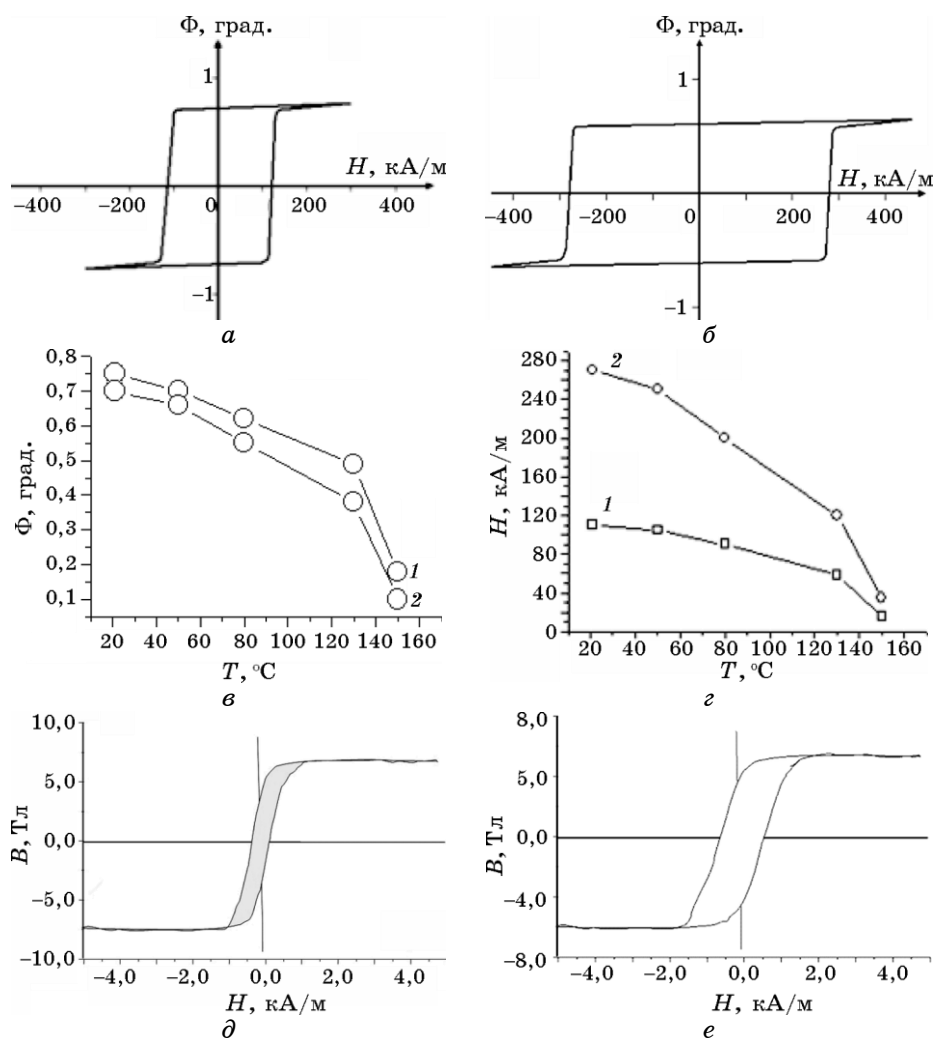


Рис. 7. Кривые изменения угла Керра (Φ) и коэрцитивной силы (H) нанослоев $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ (*a*, *г-1*, *ж-1*) и $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ (*б*, *г-2*, *ж-2*) и кривые перемагничивания нанослоев $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ (*д*) и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ (*е*).

При $T = 300$ К коэрцитивная сила слоя $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ составляла $H_1 \approx 3 \cdot 10^5$ А/м и слоя $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ $H_2 \approx 1,2 \cdot 10^5$ А/м, а коэрцитивная сила слоя $Co_{30}Fe_{70}$ равнялась $H_1 \approx 300$ А/м и слоя $Co_{80}Fe_{20}$ $H_2 \approx 800$ А/м (рис. 7).

Различие в величине коэрцитивной силы магнитных нанослоев позволяли с помощью внешнего магнитного поля изменять направление намагниченности низкокоэрцитивных слоёв $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{30}Fe_{70}$, не меняя направление намагниченности высококоэрцитивных слоёв $Tb_{22}Co_5Fe_{73}$ и $Co_{80}Fe_{20}$. Магнитное поле прикладывалось вдоль направления оси лёгкой намагниченности магнитных слоёв, а его величина изменялась от $-8 \cdot 10^5$ А/м до $+8 \cdot 10^5$ А/м. В результате получали микроконтакты с одинаково и противоположно намагниченными слоями: $Tb_{22}Co_5Fe_{73} \uparrow / Pr_6O_{11} / \uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{80}Fe_{20} \uparrow / Pr_6O_{11} / \uparrow Co_{30}Fe_{70}$, $Tb_{22}Co_5Fe_{73} \uparrow / Pr_6O_{11} / \downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{80}Fe_{20} \uparrow / Pr_6O_{11} / \downarrow Co_{30}Fe_{70}$ соответственно. Проведённые нами измерения изменения сопротивления наших микроконтактов при таком перемагничивании низкокоэрцитивных слоёв $Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{30}Fe_{70}$ показали, что они имеют достаточно высокое значение туннельного магнитосопротивления (рис. 8).

Если воспользоваться известными соотношением для величины туннельного магнитосопротивления [39]

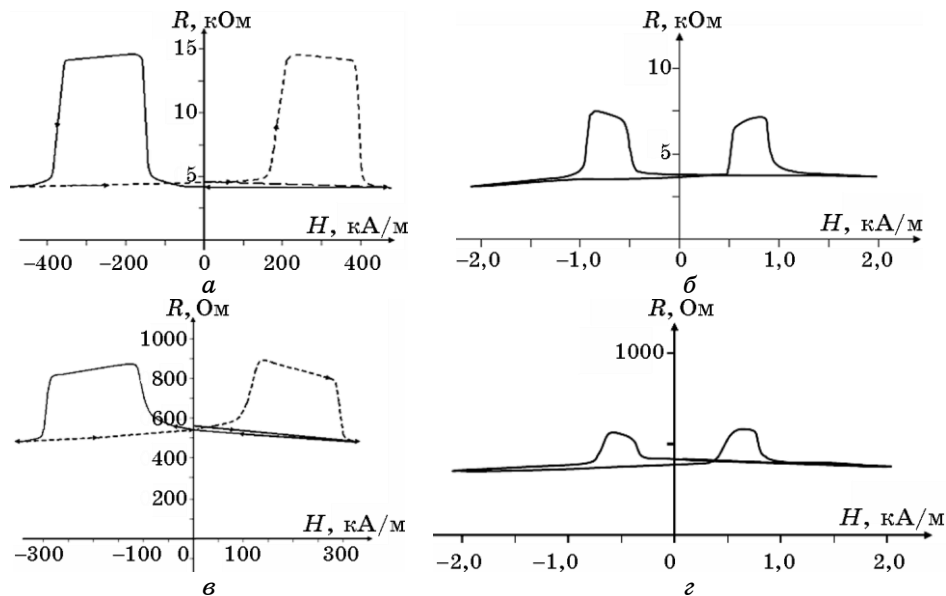


Рис. 8. Изменение внешним магнитным полем сопротивления при перемагничивании туннельных микроконтактов $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ (1) и $Co_{80}Fe_{20}/Pr_6O_{11}/Co_{30}Fe_{70}$ (2): $T = 77$ К (вверху) и $T = 300$ К (внизу).

$$\text{TMR} = (R_{\max} - R_{\min})/R_{\min}, \quad (15)$$

где R_{\max} и R_{\min} — максимальное и минимальное значение сопротивления, получим для микроконтактов $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ при $T = 300$ К величину $\text{TMR} > 70\%$ и $\text{TMR} > 240\%$ при $T = 80$ К. Для микроконтактов $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ соответствующие значения TMR будут меньше и достигают величины $\text{TMR} \approx 25\%$ при $T = 300$ К и $\text{TMR} \approx 100\%$ при $T = 80$ К.

Результаты измерений характеристик магнитных плёнок и туннельных контактов показывают, что $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ являются удобными модельными средами для изучения закономерностей перемагничивания магнитных плёнок лазерным излучением, и позволяют установить основные принципы лазерного управления спиновым током в устройствах спинтроники. Исследования механизмов и скорости перемагничивания магнитных нанослоев перпендикулярной анизотропией $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ и $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ проводились по разработанной нами методике, схема которой представлена на рис. 4. Перемагничивание лазерными импульсами магнитных плёнок с осью лёгкого намагничивания в плоскости плёнки изучалось нами через изменение проводимости туннельных контактах $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ [26, 60].

Результаты исследований показали, что при облучении наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами можно получить перемагничивание по термомагнитному механизму плёнок с одним и с двумя магнитными нанослоями независимо от типа их анизотропии. В плёнках с перпендикулярной анизотропией под действием циркулярно поляризованного излучения пикосекундного лазерного импульса в зависимости от интенсивности и направления вращения плоскости поляризации можно без внешнего магнитного поля перемагничивать только один магнитный слой или два слоя одновременно. При таком перемагничивании туннельный контакт может переходить из низкоомного состояния $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow$ в высокоомное состояние $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$ и наоборот (рис. 9). При очень большой интенсивности циркулярно поляризованного излучения можно также получить перемагничивание двух слоёв одновременно. При этом сопротивление контакта не изменяется, он переходит из состояния $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow$ в состояние $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\downarrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$.

В магнитных плёнках с одним магнитным нанослоем CoFe получить перемагничивание под действием только лазерных импульсов без внешнего магнитного поля не удаётся. Однако, в плёнках $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ с двумя магнитными нанослоями можно получить перемагничивание магнитных нанослоев с меньшей коэрцитивной силой ($\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$)

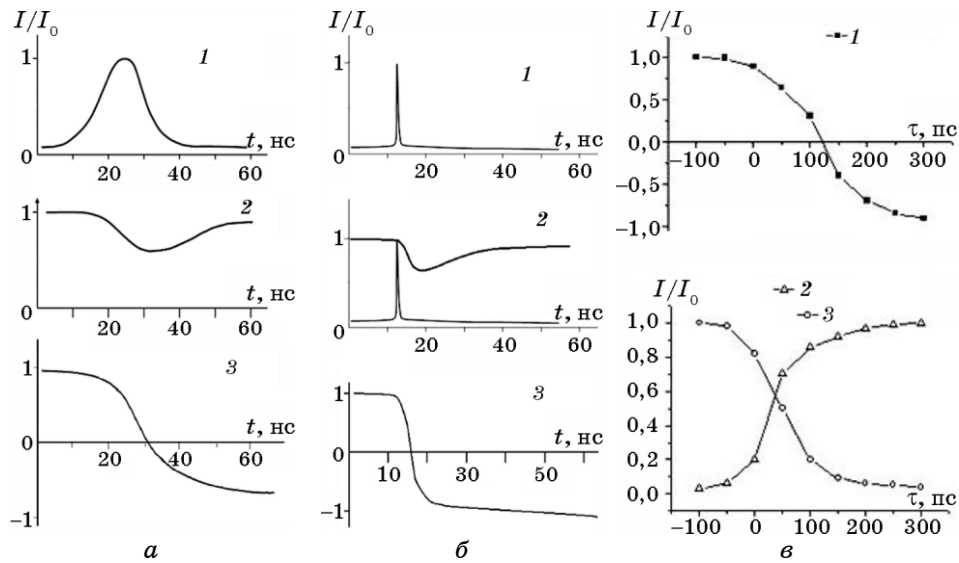


Рис. 9. Изменение магнитооптических сигналов излучения He-Ne-лазера (*а* и *б*) при отражении от слоя $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ (*а-2*, *а-3*, *б-1*, *б-2*) и прохождении через слои $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$ (*а-4*, *б-3* и *б-4*) при их облучении импульсом Nd-ИАГ-лазера и зависимость амплитуды линейно поляризованного пробного пикосекундного импульса Nd-ИАГ-лазера, отражённого от слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ (*в-1*) и прошедшего через слои $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$ (*в-2*) и $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\uparrow$ (*в-3*) от времени задержки относительно перемагничивающего циркулярно поляризованного пикосекундного импульса Nd-ИАГ-лазера: линейно поляризованный импульс Nd-ИАГ-лазера падает со стороны слоя $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ (*а-2* и *б-1*) и со стороны слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ (*а-3*, *а-4* и *б-2*); *б-3* и *б-4* — циркулярно поляризованный импульс падает со стороны слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ (*б-3* и *б-4*), где *б-3* — правое вращение, $I = 300 \text{ МВт/см}^2$ и *б-4* — левое вращение плоскости поляризации, $I = 800 \text{ МВт/см}^2$.

без внешнего магнитного поля за счёт магнитного поля спинового тока увлечённых электронов под действием наносекундного и пикосекундного лазерного импульса даже при линейной поляризации излучения. Такое перемагничивание наблюдается (рис. 9) только тогда, когда лазерный импульс падает на плёнку со стороны слоя с большей коэрцитивной силой ($\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$) и когда магнитные слои в плёнке намагничены в противоположных направлениях ($\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}\downarrow$). Магнитное поле спинового тока увлечённых электронов заметно влияет на перемагничивание плёнки $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}\downarrow$ и циркулярно поляризованными пикосекундными лазерными импульсами [35, 36].

Когда циркулярно поляризованный пикосекундный лазерный

импульс падает на плёнку со стороны слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$, перемагничивание слоя $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ происходит при заметно меньшей интенсивности излучения, чем при падении такого импульса с противоположной стороны.

Исследования динамики перемагничивания магнитных плёнок $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ с одним магнитным нанослоем и плёнок $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ с двумя магнитными слоями [17, 36] показало, что перемагничивания таких плёнок происходит очень быстро. Измеренное по методике описанной выше (рис. 4) время перемагничивания плёнок с перпендикулярной анизотропией пикосекундными лазерными импульсами составляло около десяти пикосекунд (рис. 9, в). При облучении фемтосекундными лазерными импульсами однослойных плёнок TbFe зарегистрировано перемагничивание таких плёнок [75, 76] за несколько пикосекунд.

Измеренное время переключения проводимости туннельных микроконтактов $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}/\text{Al}_2\text{O}_3$ при облучении лазерными импульсами было меньше временного разрешения измерительной системы (2 нс), то есть оно также достаточно мало.

Высокая скорость и значительная величина туннельного магнитосопротивления позволяет говорить о перспективности использования исследуемых плёнок в устройствах спинтроники. Мы провели исследования переключения проводимости туннельных контактов $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ при облучении их наносекундными и пикосекундными импульсами Nd-ИАГ-лазера. Результаты исследований показывают, что с помощью коротких лазерных импульсов можно эффективно управлять проводимостью этих контактов. Однако для этого необходимо не задавать интенсивность, поляризацию и направление падения лазерного излучения на контакт.

Для эффективного переключения проводимости туннельных контактов $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ без внешнего магнитного поля лучше всего использовать циркулярно поляризованные пикосекундные лазерные импульсы. Изменяя направление вращения плоскости поляризации излучения, можно получить переход микроконтакта из высокоомного ($\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$) в низкоомное состояние ($\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\uparrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$) и обратно (рис. 10). Переключение проводимости контакта из высокоомного в низкоомное состояние можно получить без внешнего магнитного поля и при линейной поляризации излучения, если лазерный импульс падает на контакт со стороны слоя $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$. Получить обратный переход контакта в высокоомное состояние при облучении линейно поляризованными лазерными импульсами можно только в магнитном поле направленном навстречу намагниченности электродов.

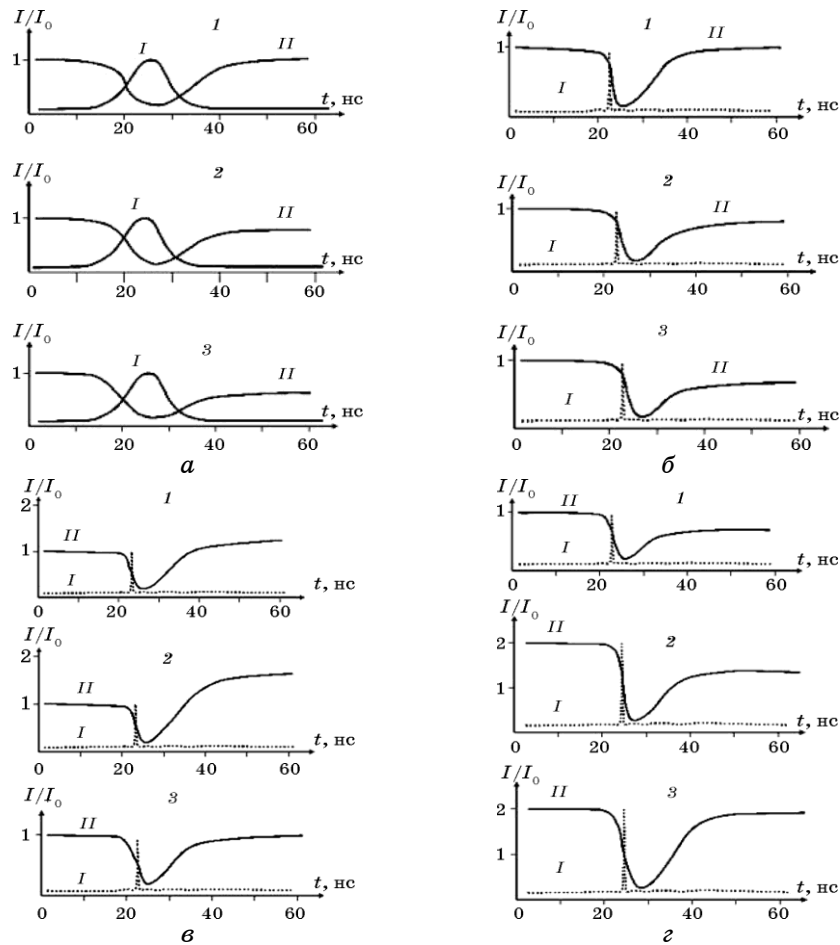


Рис. 10. Изменение проводимости (I) контактов $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ ($a-1$, $a-2$ и $б-2$), $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ ($a-3$, $б-1$, $б-3$, $з-1$, $з-2$ и $з-3$) и $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\uparrow\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ ($в-1$, $в-2$, $в-3$) при облучении линейно (a и $б$) и циркулярно поляризованными ($в$ и $з$) импульсами Nd-ИАГ-лазера (II) с разной интенсивностью I_i излучения: ($a-1$ и $б-1$) — лазерный импульс падает на слой $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ и $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ ($a-1$ и $б-1$); ($a-2$, $a-3$, $б-2$, $б-3$) — лазерный импульс падает на слой $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}$ и $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$; ($в$ и $з$) — лазерный импульс падает на слой $\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$: ($в-1$, $в-2$ и $з-3$) — правовращающаяся циркулярная поляризация, ($в-3$, $з-1$, $з-2$) — левовращающаяся циркулярная поляризация; $a-1$ — $I_i = 10$ МВт/см², $T = 80$ К; $a-2$ — $I_i = 10$ МВт/см², $T = 80$ К; $a-3$ — $I_i = 5$ МВт/см², $T = 80$ К; $б-1$ — $I_i = 300$ МВт/см², $T = 80$ К; $б-2$ — $I_i = 1$ ГВт/см², $T = 80$ К; $б-3$ — $I_i = 300$ МВт/см², $T = 80$ К; $в-1$ — $I = 1$ ГВт/см², $T = 300$ К; $в-2$ — $I = 3$ ГВт/см², $T = 80$ К; $в-3$ — $I = 1$ ГВт/см², $T = 300$ К; $з-1$ — $I = 1$ ГВт/см², $T = 300$ К; $з-2$ — $I = 3$ ГВт/см², $T = 80$ К; $з-3$ — $I = 8$ ГВт/см², $T = 80$ К.

Переключение проводимости контактов $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ под действием только лазерных импульсов без магнитного поля можно получить только для случая его высокоомного состояния $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\downarrow\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$. Для этого туннельный контакт необходимо облучать лазерными импульсами со стороны слоя $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$. Для обратного перехода контакта из низкоомного состояния в высокоомное $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}\uparrow/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\uparrow\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ необходимо прикладывать магнитное поле, направленное навстречу намагниченности электродов контакта.

Величина изменения сопротивления наших микроконтактов при переключении проводимости микроконтактов под действием лазерного импульса немного меньше аналогичных значений полученных при переключении проводимости микроконтактов внешним магнитным полем. В лучших образцах туннельных контактов $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$ изменения сопротивления $\Delta R/R > 0,35$ и $\text{TMR} > 55\%$ при $T = 300$ К и $\Delta R/R > 0,65$ и $\text{TMR} = 180\%$ при $T = 80$ К, а в контактах $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Co}_{30}\text{Fe}_{70}$ $\Delta R/R > 0,13$ и $\text{TMR} = 15\%$ при $T = 300$ К и $\Delta R/R > 0,45$ и $\text{TMR} > 80\%$ при $T = 80$ К.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные выше результаты экспериментальных исследований показывают, что с помощью лазерного излучения можно улучшать магнитные характеристики поликристаллических плёнок, повышать эффективность технологии легирования нанопленок и поверхностного слоя массивных материалов, а также использовать ультракороткие лазерные импульсы для перемагничивания магнитных плёнок и быстродействующего управления спиновым током в устройствах спинтроники. Перемагничивание магнитных плёнок при облучении лазерными импульсами может происходить в слабом внешнем магнитном поле за счёт термического снижения коэрцитивной силы, а также и без внешнего магнитного поля под действием магнитного поля обратного эффекта Фарадея, создаваемого циркулярно поляризованными лазерными импульсами, и магнитного поля спинового тока поляризованных электронов. Такой спиновый ток возникает за счёт эффекта увлечения электронов лазерным излучением. Все эти механизмы имеют высокое быстродействие $\tau = 10^{-10} - 10^{-11}$ с, однако их эффективность по-разному зависит от длительности, интенсивности и даже поляризации лазерного излучения, а также направления оси лёгкого намагничивания и даже порядковой структуры нанослоев в многослойных гетерогенных плёнках.

Так, в микроконтактах $\text{Tb}_{22}\text{Co}_5\text{Fe}_{73}/\text{Pr}_6\text{O}_{11}/\text{Tb}_{19}\text{Co}_5\text{Fe}_{76}$, где магнитные нанослои имеют перпендикулярную анизотропию, перемагничивание магнитных плёнок и переключение проводимости с высоко-

омного состояния $Tb_{22}Co_5Fe_{73}\uparrow/Pr_6O_{11}/\downarrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ в низкоомное состояние $Tb_{22}Co_5Fe_{73}\uparrow/Pr_6O_{11}/\uparrow Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и обратно в высокоомное состояние наиболее целесообразно осуществлять с помощью циркулярно поляризованных пикосекундных лазерных импульсов. В туннельных микроконтактах $Co_{80}Fe_{20}\uparrow/Pr_6O_{11}/\uparrow Co_{30}Fe_{70}$ с намагниченными в одном направлении магнитными нанослоями, которые имеют одноосную анизотропию в плоскости, получить переключение проводимости при облучении лазерными импульсами можно только при наличии внешнего магнитного поля. Когда этот контакт находится в высокоомном состоянии $Co_{80}Fe_{20}\uparrow/Pr_6O_{11}/\downarrow Co_{30}Fe_{70}$, переключение проводимости и перемагничивания низкокоэрцитивного нанослоя $Co_{30}Fe_{70}$ можно получить при облучении лазерными импульсами без внешнего магнитного поля только, когда контакт находится в высокоомном состоянии $Co_{80}Fe_{20}\uparrow/Pr_6O_{11}/\downarrow Co_{30}Fe_{70}$. Для этого его нужно облучать лазерными импульсами со стороны высококоэрцитивного слоя $Co_{80}Fe_{20}$. Перемагничивание нанослоя $Co_{30}Fe_{70}$ в этом случае происходит под действием магнитного поля спинового тока поляризованных электронов, инжектированных в этот слой из нанослоя $Co_{80}Fe_{20}$ за счёт эффекта увлечения электронов лазерным излучением. Аналогичное переключение проводимости спиновым током наблюдается и для контакта $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$.

Наконец, отметим, что высокие показатели туннельного магнитосопротивления в микроконтактах $Tb_{22}Co_5Fe_{73}/Pr_6O_{11}/Tb_{19}Co_5Fe_{76}$ и $Co_{80}Fe_{20}\uparrow/Pr_6O_{11}/\uparrow Co_{30}Fe_{70}$, где величина TMR > 70% и TMR ≈ 25% соответственно, позволяют говорить о перспективности их использования для создания элементов спинтроники.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Ohno, *Science*, **281**: 951 (1998).
2. J. Cibert, J. Bobo, and U. Lüders, *Comptes Rendus Physique*, **6**: 977 (2005).
3. M. I. Katsnelson, V. Yu. Irkhin, L. Chioncel, A. I. Lichtenstein, and R. A. de Groot, *Rev. Mod. Phys.*, **80**, Iss. 2: 315 (2008).
4. Xiao-Lin Wang, Shi Xue Dou, and Chao Zhang, *NPG Asia Mater.*, **2**: 31 (2010).
5. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**: 1191 (1996).
6. J. Katine, F. Albert, R. Buhrman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **84**: 3149 (2000).
7. А. М. Данишевский и др., *ЖЭТФ*, **58**: 544 (1970).
8. A. F. Gibson, M. F. Kimmitt, and A. C. Walker, *Appl. Phys. Lett.*, **17**: 75 (1970).
9. J. E. Goff and W. L. Schaich, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 15: 10471 (2000).
10. W. Kautek, P. Rudolph, G. Daminelli, and J. Krüger, *Appl. Phys. A*, **81**, No. 1: 65 (2005).
11. А. Е. Погорелов and V. М. Avdeev, *Металлофиз. новейшие технол.*, **19**: 567 (2001).
12. А. Ф. Журавлев, А. Е. Погорелов, К. П. Рябошапка, *Металлофиз. новейшие технол.*, **23**: 36 (2001).
13. W. Kautek et al., *J Appl. Phys. A*, **81**: 65 (2005).

14. M. Oane, I. Morjan, and R. Medianu, *Optics Laser Technol.*, **36**: 677 (2004).
15. В. В. Хуа, Z. Shenb, X. Nib, J. Wanga, J. Guanb, and J. Lub, *Optics Laser Technol.*, **38**: 138 (2006).
16. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студентов, *Письма в ЖЭТФ*, **5**: 116 (1967).
17. М. М. Крупа and А. М. Коростил, *Int. J. Mod. Phys. B*, **21**: 2339 (2007).
18. Н. Н. Крупа, *ЖЭТФ*, **135**: 981 (2009).
19. Л. П. Питаевский, *ЖЭТФ*, **12**: 190 (1965).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (Москва: Физматлит: 2005).
21. P. Lebedew, *Annalen der Physik*, **4**, Bd. 6: 433 (1901).
22. E. F. Nuchols and G. F. Hull, *Phys. Rev. (Series I)*, **17**, No 1: 26 (1903).
23. Н. Н. Крупа, А. М. Коростиль, Ю. Б. Скирта, *Известия вузов. Радиофизика*, **XLVIII**: 45 (2005).
24. Г. Матаре, *Электроника дефектов в полупроводниках* (Москва: Мир: 1974).
25. В. А. Бибик, Н. А. Давыдова, Б. Р. Кияк, Н. Н. Крупа, Л. В. Мизрухин, *Физ. твердого тела*, **26**: 80 (1984).
26. Н. Н. Крупа, *Оптический журнал*, **65**: 303 (1998).
27. С. В. Пляцко, *Физика и техника полупроводников*, **36**: 666 (2002).
28. Н. Н. Крупа, *ЖЭТФ*, **120**, № 11: 10 (2001).
29. Н. Н. Крупа, Ю. Б. Скирта, *Известия вузов. Радиофизика*, **XLIX**: 513 (2006).
30. М. М. Крупа, А. N. Pogorily, L. L. Sartinska, Yu. V. Skirta, and R. Zaharov, *Curr. Appl. Phys.*, **10**: 294 (2010).
31. R. Merservey and P. M. Tedrov, *Phys. Rep.*, **238**, No. 4: 175 (1994).
32. A. Brataas, Yu. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 11: 2481 (2000).
33. Н. Н. Крупа, *ЖЭТФ*, **132**: 782 (2007).
34. R. Pittini and P. Wachter, *J. Magn. Magn. Mater*, **186**: 306 (1998).
35. Н. Н. Крупа, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 1: 1 (2011).
36. М. М. Крупа, *Magnetic Thin Films: Properties, Performance and Application* (Eds. J. P. Volkers) (New York: Nova Science Publishers: 2011).
37. H. J. Leamy and A. G. Dirks, *J. Appl. Phys.*, **50**: 2871 (1979).
38. M. Komori, T. Nukata, and K. Tsutsumi, *IEEE Trans. Magn.*, **20**: 1042 (1984).
39. M. Julliere, *Phys. Lett.*, **54A**: 225 (1975).
40. J. S. Moodera and G. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**: 248 (1999).
41. I. Zutic, *Rev. Mod. Phys.*, **76**: 323 (2004).
42. P. Chen, J. Moser, Ph. Kotissek, J. Sadowski, M. Zenger, D. Weiss, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B*, **74**, No. 24: 241 (2006).
43. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R. V. Pisarev, and T. Rasing, *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, No. 4: 043201 (2007).
44. P. S. Pershan, J. P. Ziel, and L. D. Malmstrom, *Phys. Rev.*, **143**, No. 2: 574 (1966).
45. G. P. Zhang and W. Hübner, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, No. 14: 3025 (2000).
46. Ю. В. Гуляев и др., *ЖЭТФ*, **100**: 1005 (2005).
47. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, *Физ. низк. температур*, **34**: 256 (2008).
48. У. М. Майклджон, *ТИИЭР*, **74**: 112 (1986).
49. R. Hertel, *J. Magn. Magn. Mater*, **303**: L1 (2006).
50. Н. Н. Крупа, *Письма в ЖЭТФ*, **87**: 635 (2008).